

10

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Д.Д.Рютов

ФОКУСИРОВКА МОЩНЫХ ИОННЫХ
ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕЗАРЯДКИ
В "КОНИЧЕСКОМ" МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ПРЕПРИНТ 81-16



I. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее эффективных способов получения мощных ионных пучков является использование систем с осциллирующими электронами. К ним относятся симметричный ("двойной") диод прямого действия, впервые исследованный в [1], система для "газодинамического" (коллективного) ускорения ионов, предложенная в [2] и реализованная в [3], и несимметричный диод прямого действия (отражательный тетрод) [4]. Общей чертой этих способов ускорения является достижимость относительно высокой плотности ионного тока (до нескольких килоампер на см^2), причем ионный пучок с самого начала получается в достаточно сильном магнитном поле. Эти обстоятельства делают системы с осциллирующими электронами очень привлекательными источниками ионных пучков для установок с магнитным удержанием плазмы, например, для длинных соленоидов и ловушек с обращенным полем.

Плотность тока ионного пучка может быть повышена путем адиабатически плавного увеличения магнитного поля вдоль траектории пучка* (рис. I). В этом случае плотность тока растет по закону $j_i = j_{i0} (H/H_0)$, где j_i — плотность ионного тока, H — напряженность магнитного поля, а индекс "0" относится к значениям соответствующих величин в области ускорения. Предельно достижимая плотность тока $j_{i \max}$ определяется при этом значением начального углового разброса пучка θ_0 :

$$j_{i \max} \sim j_{i0} / \theta_0^2 \quad (1)$$

Будем для определенности считать, что ионы получают с помощью газодинамического метода. В этом случае начальный угловой разброс связан, по-видимому, с наличием радиального электрического поля E_r в области ускорения, $E_r \sim \alpha W/eR$, где W — энергия ионов, R — радиус ионного сгустка, а $\alpha \ll 1$ — некоторый численный фактор, учитывающий, что радиальная разность потенциалов в случае достаточно однородного (по сечению) сгустка мала по сравнению с приложенным напряжением. Если угловой

* Под "адиабатически плавным" понимается переход, длина которого в несколько раз превышает ларморовский радиус ионов, рассчитанный по их полной энергии.

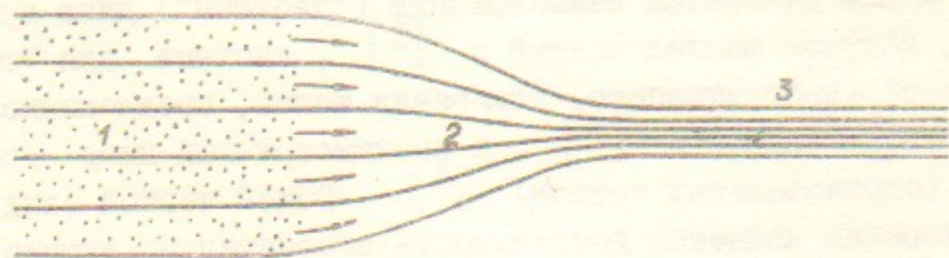


Рис.1. Схема магнитной компрессии:

1 - область ускорения; 2 - переходной участок; 3 - область максимального магнитного поля; точками обозначен ионный ступок*

разброс действительно связан с влиянием E_r **), то значение θ_0 может быть оценено по формуле

$$\theta_0 \sim \frac{c E_r}{H_0} \sqrt{\frac{2M}{W}} \quad (2)$$

(подразумевается, что длина ускорения превышает ларморовский радиус ионов).

В большинстве современных экспериментов при $H_0 = 5 \cdot 10$ кГс θ_0 составляет $10^{-1} + 5 \cdot 10^{-2}$ рад. Соответственно, вполне реальным кажется получение ионных потоков с плотностью тока, в $10 \cdot 20$ раз превышающей исходную, что представляет интерес для ряда экспериментов по нагреву плазмы в длинных селеноидах [5,6]. Необходи-

***) Есть еще два источника углового разброса: рассеяние на флуктуациях электрического поля, порождаемых неравномерностью функции распределения осциллирующих электронов, и неоднородность поверхности той плазмы, из которой вытягиваются ионы. Эти источники должны быть слабо чувствительны к магнитному полю. Сделать однозначный выбор между перечисленными механизмами образования углового разброса на основе имеющихся экспериментальных данных, по-видимому, невозможно.

мое для получения таких степеней сжатия магнитное поле $H_{max} = 100 + 200$ кГс легко достижимо.

Вместе с тем, если поставить вопрос об использовании получаемых с помощью отражательных систем ионных пучков в инерционном УТС, то метод магнитной компрессии встречает большие трудности. В самом деле, плотность ионного тока, представляющая интерес для нагрева мишеней, составляет $(1+5) \text{ Ма/см}^2$ [7], что при $j_{i0} \sim 1 \text{ ка/см}^2$ соответствовало бы степени сжатия $(1+5) \cdot 10^3$. При угловом разбросе $\theta_0 \sim 10^{-1}$ (соответствующем $H_0 = 5$ кГс) такая степень сжатия недостижима; если же увеличить H_0 до $15+30$ кГс (чтобы, согласно (2), уменьшить θ_0 до необходимого значения $\theta_0 = 3 \cdot 10^{-2} + 10^{-2}$), то мы приходим к слишком большим значениям H_{max} ($H_{max} \sim 10^7 + 10^8$ Гс).

Использование "баллистических" методов фокусировки [8], успешно применяемых в ионных источниках с магнитной изоляцией, в случае систем с осциллирующими электронами затруднено именно из-за наличия ведущего магнитного поля в области ускорения.

В связи с этим в настоящем сообщении обсуждается еще одна схема фокусировки, в которой ионный поток преобразуется в сходящийся пучок нейтралов, а последний фокусируется баллистически.

2. СХЕМА ФОКУСИРОВКИ

Схема фокусировки иллюстрируется рис.2. Ионный поток входит из области ускорения 1 в область "конического" магнитного поля 2, где перезаряжается на газовой мишени 3. Получающийся поток нейтралов сходится в точку 4, а перезарядившиеся ионы вместе с нейтрализующими их электронами выводятся из системы вдоль расходящегося магнитного поля в области 5.

Под "коническим" здесь понимается магнитное поле, силовые линии которого представляют собой прямые, сходящиеся в одну точку. В объеме, длина которого существенно превышает его радиус, такое магнитное поле может быть легко создано с помощью внешней обмотки (см. раздел 3 и Приложение).

Возможность реализации этой достаточно очевидной схемы зависит от эффективности перезарядки. Если ориентироваться на пучки протонов, то при характерной для рассматриваемой задачи энергии $W = 0,5+1$ МэВ сечения перезарядки для них настолько малы (как по абсолютной величине, так и по отношению к сечениям обдирки),

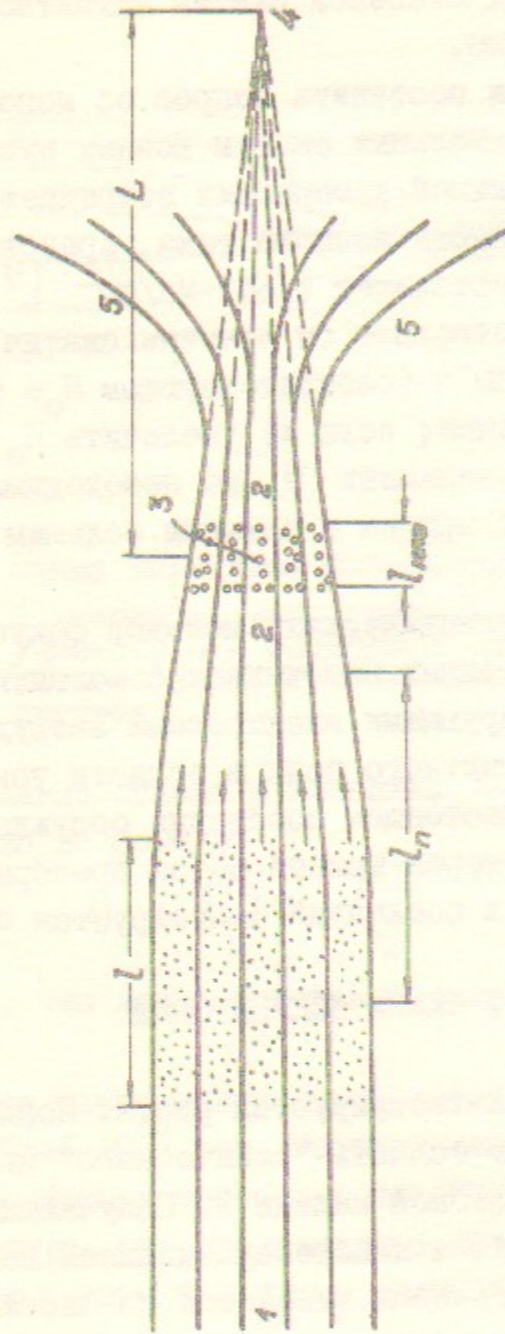


Рис.2. Схема перезарядной фокусировки.

Жирными сплошными линиями показаны силовые линии магнитного поля, пунктиром — траектории нейтралов, возникших при перезарядке ионов на газовой мишени. 1 — область ускорения, 2 — область конического магнитного поля, 3 — газовая мишень, 4 — точка фокуса, 5 — область расходящегося магнитного поля.

что вся схема делается совершенно нереальной. С другой стороны, как было отмечено в работе [5], при переходе к ионам с $A = 20+40$ положение становится существенно более благоприятным, поскольку при $W = 0,5+1$ МэВ перезарядка для этих ионов на "своем" газе еще близка к резонансной и идет с сечениями, существенно превышающими сечения обдирки. Соответственно, максимально возможная степень нейтрализации

$$\eta \equiv \frac{j_n}{j_i} = \frac{G_{10}}{G_{10} + G_{01}}, \quad (3)$$

где G_{10} — сечение перезарядки иона на нейтрале, а G_{01} — сечение обдирки, оказывается близкой к единице.

Разумеется, положение будет только улучшаться при переходе к еще более тяжелым ионам, но при $A > 40$ слишком малой делается скорость движения ионов, что создает большие трудности на стадии ускорения.

Чтобы эффективность перезарядки достигла значения, определяемого формулой (3), длина мишени $l_{миш}$ должна удовлетворять условию $l_{миш} n_0 G_{10} > 1$, где n_0 — плотность газа в мишени. Полагая $G_{10} = 3 \cdot 10^{-16}$ см², получаем, что при $n_0 = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³ это условие выполняется при $l_{миш} > 10$ см.

В области $A = 20+40$ наиболее очевидными кандидатами для осуществления перезарядной фокусировки являются благородные газы — неон и аргон, так как для них проще всего решается проблема газовой мишени. Из трех упомянутых во Введении схем ускорения подходящей для этих ионов является только "газодинамическая", так как только она позволяет вытягивать ионы из газовой плазмы (рис.3), а не из плазмы поверхностного пробоя.

Не следует сбрасывать со счетов и возможность нерезонансной перезарядки ионов с $A \gg 1$ на "чужом" газе, которая также идет с достаточно большим сечением. Например, для ионов O^+ при $W = 0,5$ МэВ сечение перезарядки на молекулярном водороде равно $3 \cdot 10^{-16}$ см² [9]. Наилучшее соотношение между сечениями перезарядки и обдирки будет, по-видимому, достигаться при использовании в качестве мишени газа с потенциалом ионизации, близким к потенциалу ионизации быстрых атомов. Использование ионов C^+ , N^+ , O^+ , F^+ и некоторых других привлекательно в том отношении, что их можно извлекать из плазмы поверхностного пробоя диэлектрических пленок (лавсана, кимфола, тефлона и др.),

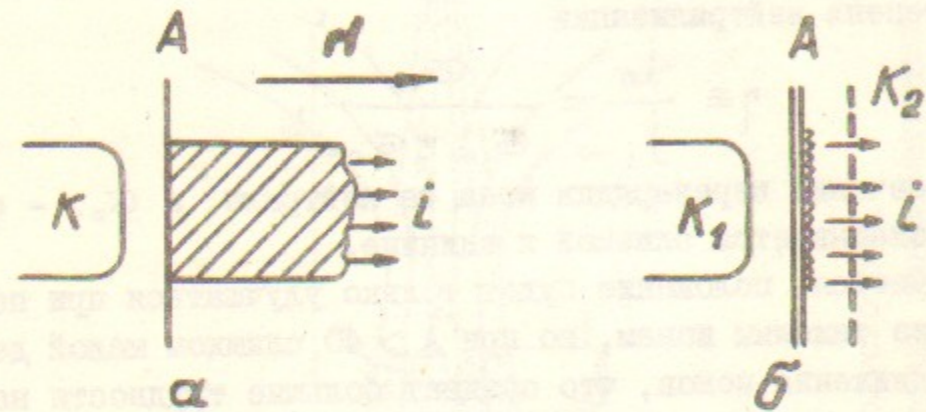


Рис.3. Сравнение схемы газодинамического ускорения (а) и схемы отрезательного тетрода (б). В случае газодинамического ускорения с внешней стороны анодной фольги отсутствуют электроды, и поэтому в качестве источника ионов можно использовать достаточно протяженную газоразрядную плазму (заштрихована); в случае прямого ускорения в отражательном тетроде наличие внешнего катода K_2 исключает использование протяженной плазмы (которая закоротила бы промежуток А- K_2); реально в этом случае в качестве источника ионов используется плазма поверхностного течения (волнистая линия с правой стороны анода).

и поэтому для их ускорения можно использовать не только газодинамический, но и прямой способ.

Наличие в потоке ионов с зарядами +2, +3, и т.д. будет приводить к снижению эффективности перезарядки и, соответственно, коэффициента полезного действия системы. Поэтому плазма, служащая источником ионов, должна быть достаточно холодной (ионизация нейтрализующими электронами на участке ускорения незначительна).

3. ТРЕБОВАНИЯ К МАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ

"Коническое" магнитное поле в вакууме имеет вид:

$$\vec{H} = \text{const} \frac{\vec{r}}{r^2}$$

где \vec{r} - радиус-вектор, проведенный из точки фокуса в точку наблюдения. Такое магнитное поле можно создать, например, с помощью конической обмотки (рис.4), линейная плотность тока в которой

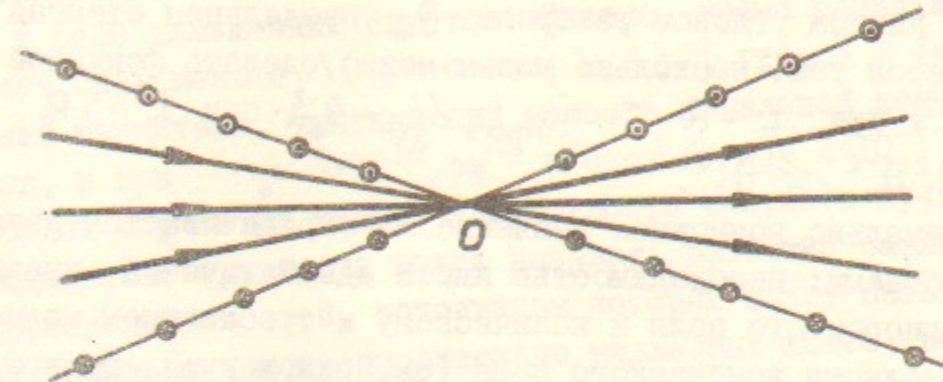


Рис.4. "Коническое" магнитное поле, создаваемое внешней обмоткой.

меняется пропорционально r^{-2} , но технически соответствующая обмотка разумеется, неосуществима. Реальная возможность решения задачи связана с тем, что в действительности нет нужды делать магнитное поле в точности коническим - оно может быть таковым и приближенно, причем лишь в ограниченной области пространства (в области газовой мишени). Как показано в Приложении, в случае "длиннофокусных" систем ($L \gg R$), эта задача может быть решена достаточно простыми средствами.

Для того, чтобы пучок ионов не получил большого углового разброса в области перехода от однородного к коническому магнитному полю, этот переход должен быть достаточно плавным: его длина l_n должна превышать 3-4 ларморовских радиуса иона, рассчитанных по полной энергии,

$$l_n > 3 \frac{c \sqrt{2mW}}{eH} \quad (4)$$

При выполнении этого условия эффекты неадиабатичности уже исчезающе малы. Полагая $A = 40$, $W = 1$ МэВ и $H = 100$ кГс, получаем из (4) $l_n > 50$ см.

Искажение магнитного поля давлением электронов и ионов, как можно проверить, при $H = 100$ кГс пренебрежимо мало.

Важно, что для создания достаточного для хорошей фокусировки участка конического магнитного поля не требуется увеличивать поле более чем в $1,5+2$ раза по сравнению с однородным. Это позволяет использовать сильное магнитное поле на участке ускорения, что ведет к снижению углового разброса.

При данном угловом разбросе θ_0 предельная степень сжатия определяется тем, насколько малым можно сделать фокусное расстояние L : при $L \sim R$ $j_{n\max}/j_{i0} \sim \theta_0^{-2}$, при $L \gg R$ $j_{n\max}/j_{i0} \sim (R/L)^2 \theta_0^{-2} \ll \theta_0^{-2}$.

Минимально возможное значение L ограничивается двумя обстоятельствами: необходимостью иметь адиабатически плавный переход от однородного поля к коническому и требованием малости aberrаций в области конического поля (см. Приложение). Первое ограничение приводит к условию $L \geq l_n$, второе - к условию $L \geq (5+6)R$. Реально более жестким является, по-видимому, первое условие (по крайней мере, для ионов с $A = 30+40$). Второе условие может быть, по существу, устранено путем использования более сложной магнитной системы (которая позволяла бы производить лучшую, чем это описано в Приложении, "подгонку" магнитного поля к коническому) или более тонких (и, соответственно, более плотных) газовых мишеней. По совокупности обстоятельств можно считать, что минимально достижимое значение L равно $40+50$ см. Это означает, что для пучков с радиусом $R = 5$ см (ионный ток 70 кА при $j_{i0} = 1$ кА/см²) и $\theta_0 = 10^{-2}$ предельная степень сжатия будет равна 100 . При переходе к пучкам с $R = 10+15$ см при том же угловом разбросе реально получить степень сжатия $\sim 10^3$.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОТОКА ИОНОВ С ПЕРЕЗАРЯДНОЙ МИШЕНЬЮ

При прохождении ионного стручка через мишень, помимо процесса перезарядки, происходит процесс ионизации мишени электронами, нейтрализующими ионный поток. Если бы этот процесс шел быстро, то он привел бы к полной ионизации газовой мишени и, тем самым, к ее "порче" за время импульса.

Время ионизации мишени электронами стручка по порядку величины равно $(n_e \langle \sigma_i v_e \rangle)^{-1}$, где n_e - плотность электронов в потоке, а σ_i - сечение ионизации атомов мишени электронным ударом. При $j_i = 1$ кА/см² и $v_i = 3 \cdot 10^8$ см/сек (аргон с $W = 1$ МэВ) плотность потока равна $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Принимая для $\langle \sigma_i v_e \rangle$ максимально возможное значение $2 \cdot 10^{-7}$ см³/сек, получаем, что время ионизации превышает $0,25$ мксек, т.е. прямая ионизация мишени электронами потока заведомо не успевает произойти (типичная длительность импульса ионного тока ~ 30 нсек).

Большую опасность могло бы представлять развитие лавины в самой мишени под действием электрических полей, которые заведомо несет в себе плазменный стручок. Однако, время развития лавины не может быть меньше $\Lambda (n_0 \max \langle \sigma_i v_e \rangle)^{-1}$, где $\Lambda = 4+5$ логарифмический множитель, учитывающий малость начальной концентрации электронов, и при $n_0 = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и $\max \langle \sigma_i v_e \rangle = 2 \cdot 10^{-7}$ см³/сек оно во всяком случае не меньше длительности импульса пучка.

Определенные трудности может вызывать развитие различного рода микронеустойчивостей, источником которых может быть движение потока быстрых ионов относительно медленных ионов, возникающих при перезарядке: рассеяние быстрых ионов на микрофлуктуациях будет приводить к появлению дополнительного углового разброса. Возможную роль этого эффекта трудно оценить заранее, до проведения соответствующих экспериментов. Можно, однако, дать некоторый общий рецепт, который должен приводить к ухудшению условий развития микронеустойчивостей: именно, надлежит делать газовую мишень неоднородной по z (например, путем создания нескольких газовых струй, разделенных пустыми промежутками); при этом будет неоднородной и возникающая плазма, что, как известно (см. [10]), вызывает нарушение условий резонансного взаимодействия ионного пучка с волнами и ведет к замедлению (или срыву) неустойчивости.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассматриваемая схема фокусировки позволяет увеличить плотность тока пучка в $\eta (R/L)^2 \theta_0^{-2}$ раз при к.п.д. порядка η . В сочетании с системами прямого ускорения ионов схема допускает применение время-пролетной группировки частиц. Естественным образом решается и задача сведения нескольких пучков с разных направлений в общий фокус.

Перезарядная фокусировка может быть использована и для уплотнения потока частиц, инжектируемых вдоль магнитного поля в соленоидальные системы (рис.5).

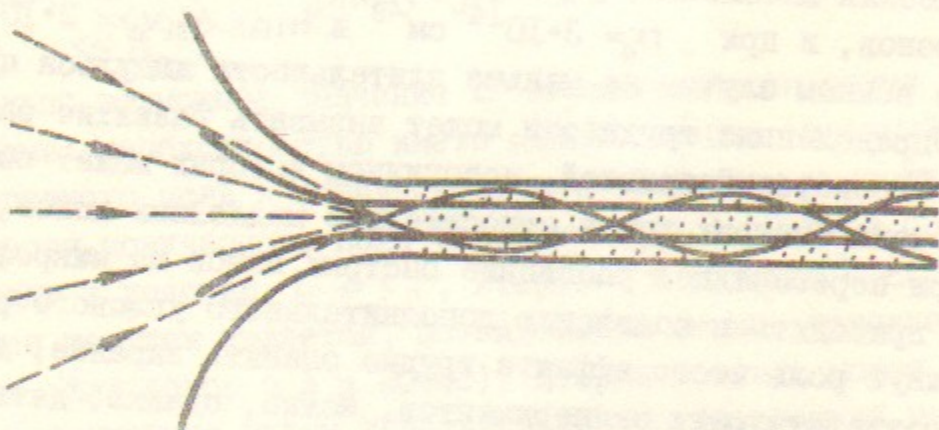


Рис.5. Перезарядная фокусировка пучка в плазменный канал. Пунктиром показаны траектории нейтралов, тонкими линиями — траектории ионов, возникших при ионизации нейтралов, жирными линиями — силовые линии магнитного поля.

В ближайших экспериментах желательно получить ответ на следующие вопросы:

- 1) Каков механизм образования начального углового разброса пучка?
- 2) Какой вклад в угловой разброс пучка может вносить возбуждение микротурбулентности в плазме газовой мишени?

Если окажется, что суммарный угловой разброс можно довести до значения 10^{-2} рад, то станет реальной задача получения степеней скатия 10^3 и выше.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Будем считать, что на размере мишени магнитное поле меняется мало, т.е. что длина мишени $l_{миш}$ мала по сравнению с фокусным расстоянием L . Одновременно будем предполагать, что мал по сравнению с L и радиус ионного пучка R . В этих условиях для описания магнитного поля можно пользоваться параксиальным приближением, в рамках которого магнитное поле полностью определяется своим значением на оси системы $H_z(z, r=0) \equiv H^*(z)$ (z, r — цилиндрические координаты точки, рис.6). Соответствующие выражения

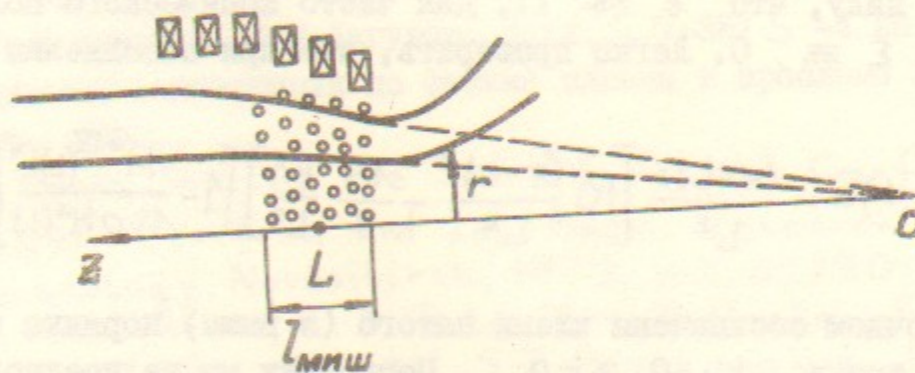


Рис.6. К оценке aberrаций фокусирующей системы.

имеют вид:

$$H_r(z, r) = -\frac{r}{2} H^{*'} + \frac{r^3}{16} H^{*'''} + \dots,$$

$$H_z(z, r) = H^* - \frac{r^2}{4} H^{*''} + \dots,$$

где штрихи обозначают дифференцирование по z . Если $H^* = \text{const}/z^2$, то магнитное поле в точности коническое и фокусирует пучок ионов в точку.

Середина газовой мишени соответствует точка $z = L$. Потребуем, чтобы в окрестности этой точки магнитное поле было близким к

коническому, а именно, чтобы в точке $z = L$ первые три производные функции $H^*(z)$ выражались через $H^*(L)$ так же, как и в случае конического поля, т.е.

$$H^{*'}(L) = -\frac{2H^*(L)}{L}, H^{*''} = \frac{6H^*(L)}{L^2}, H^{*'''} = -\frac{24H^*(L)}{L^3}. \quad (\text{П.1})$$

Добиться выполнения этих соотношений можно с помощью подбора токов в катушках магнитной системы, причем при заданной величине поля $H^*(L)$ достаточно иметь три подгоночных параметра.

Мерой aberrаций фокусирующей системы является угол, образуемый силовой линией с направлением на фокус:

$$\varepsilon(z, r) \equiv \frac{r}{z} - \frac{H_r(z, r)}{H_z(z, r)}$$

(имеется в виду, что $\varepsilon \ll 1$). Для чисто конического поля, естественно, $\varepsilon \equiv 0$. Легко проверить, что при выполнении условий (П.1)

$$\varepsilon(z, r) = -\frac{(z-L)r}{L^2} \left[10 \frac{(z-L)^2}{L^2} - \frac{15}{2} \frac{r^2}{L^2} \right] \left[1 - \frac{H^{*IV}(L)L^4}{120H^*(L)} \right] \quad (\text{П.2})$$

где многоточием обозначены члены пятого (и выше) порядка по расстоянию от точки $r=0, z=0$. Поскольку мы не предполагаем, что производная $H^{*IV}(L)$ "подгоняется" специальным образом, последний множитель в формуле (П.2) отличен от нуля. Мы будем считать его по порядку величины равным единице.

Условием того, что aberrации несущественны, является малость ε на периферии области перезарядки по сравнению с угловым разбросом пучка θ_0 . Грубо это условие можно записать в виде:

$$\frac{Rl_{миш}^3}{L^4} < \theta_0$$

При $\theta_0 = 10^{-2}$ и $l_{миш} = 2R$ это условие выполняется, если $L > 5R$. Уменьшение толщины мишени в 1,5 раза позволяет перейти к совсем короткофокусным системам: $L > 1,5R$.

Литература:

1. S. J. Humphries, R. N. Sudan, Y. G. Lee. Appl. Phys. Lett., 25, 20, 1974.
2. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 767, 1976.
3. A. V. Burdakov, V. V. Chikunov, V. S. Koidan, A. I. Rogozin. Proc. of the 3rd Int. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Novosibirsk, 1979, v.1, p.315; А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, А.И.Рогозин, В.В.Чикунов. Письма в ЖЭТФ, 31, 100, 1980.
4. J. A. Pasour, R. A. Mahaffey, J. Golden, C. A. Kapetanakis. Phys. Rev. Lett., 40, 448, 1978.
5. Д.Д.Рютов. Препринт ИЯФ 77-4, 1977.
6. А.В.Авроров, В.Т.Астрелин, В.А.Капитонов, Ю.Л.Козьминых, Э.Л.Бояринцев, В.М.Лагунов. Докл. С.Н.-38/S-4 на 8-й Международной конференции по физике плазмы и проблеме УТС, Брюссель, 1980.
7. G. Yonas. Proc. of the 3rd Int. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Novosibirsk, 1979, v.2, p.390.
8. G. Cooperstein, S. A. Goldstein, D. Mosher, F. W. Oliphant, F. L. Sandel, S. J. Stephanakis, F. C. Young. Ibid, p.567.
9. Atomic Data for Controlled Fusion Research. Oak Ridge National Lab, ORNL-5206, 1977, vol.1, p. A.4.46.
10. Д.Д.Рютов. ЖЭТФ, 57, 232, 1969; Б.Н.Брейзман, Д.Д.Рютов, ЖЭТФ, 57, 1411, 1969.